

Nancy 1966

**Influence du refroidissement des supports
sur l'équilibre thermique d'un filament
Application à la détermination
des coefficients d'accommodation**

par

B. TRICHET et J. GOSSE

EXTRAIT DE
REVUE GÉNÉRALE
DE THERMIQUE
— Décembre 1966 —
2, RUE DES TANNERIES
PARIS (13^e)



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551914_0026

**Influence du refroidissement des supports
sur l'équilibre thermique d'un filament
Application à la détermination
des coefficients d'accommodation**

par

B. TRICHET et J. GOSSE



EXTRAIT DE
REVUE GÉNÉRALE
DE THERMIQUE

— Décembre 1966 —

2, RUE DES TANNERIES
PARIS (13°)

Influence du refroidissement des supports sur l'équilibre thermique d'un filament. Application à la détermination des coefficients d'accommodation

par

B. TRICHET et J. GOSSE *

Les préoccupations du laboratoire étaient tout spécialement dirigées vers la mise au point d'une technique expérimentale de détermination des coefficients d'accommodation. Pour cela, il a été nécessaire d'étudier l'influence de l'efficacité du refroidissement des extrémités d'un fil chauffé dans une atmosphère raréfiée. C'est sur ce point précis, plus que sur l'accommodation thermique que nous attirons l'attention du lecteur car les conclusions présentées ont une portée générale.

1. INTRODUCTION.

Parmi les préoccupations actuelles nées de la technique spatiale, les échanges énergétiques entre une surface métallique et un gaz raréfié tiennent une place importante. On caractérise ces échanges à l'aide du coefficient d'accommodation qu'on définit de la manière suivante : considérons une molécule gazeuse possédant une énergie incidente E_0 et frappant une paroi métallique à la température T_1 . A son retour dans la phase gazeuse, elle possède une énergie E'_1 différente en général de l'énergie E_1 qu'elle aurait eue si elle avait été portée à la température T_1 de la paroi. On appelle coefficient d'accommodation le rapport :

$$(1) \quad a = \frac{E'_1 - E_0}{E_1 - E_0}.$$

Dans le cas d'une molécule monoatomique, l'énergie cinétique de translation est directement proportionnelle à la température absolue. On peut donc écrire :

$$(2) \quad a = \frac{T'_1 - T_0}{T_1 - T_0},$$

où T_0 et T'_1 sont les températures de la molécule avant et après le choc sur la paroi.

Pour un ensemble de molécules, les définitions précédentes restent valables si on considère la valeur moyenne de l'énergie (ou de la température) du gaz.

Depuis 1930, époque à laquelle ROBERTS [1] a mis au point une méthode de détermination des coefficients d'accommodation des gaz sur fil métallique nu, de nombreux auteurs ([2] à [5]) se sont accordés à dire que les valeurs obtenues étaient très inférieures à celles correspondant aux surfaces contaminées. Cependant, les résultats, toujours très dispersés, variaient dans le rapport 1 à 3 : par exemple, SILVERNAIL [6] trouvait un coefficient égal à 0,016 pour l'hélium sur le tungstène propre alors que ZACHARJIN et SPIVAK [7] obtenaient 0,054 dans les mêmes conditions apparentes. On y a vu l'influence de la rugosité, de la pression et plus souvent un effet des impuretés présentes dans le gaz.

Comme toutes ces expériences avaient été effectuées en appliquant la méthode de ROBERTS, nous avons recherché dans quelle mesure les divergences observées n'étaient pas imputables au processus expérimental lui-même.

* Laboratoire de Mécanique — E. N. S. E. M., 2, rue de la Citadelle, Nancy.

2. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA MÉTHODE DE ROBERTS.

2.1. Description de la méthode.

On tend un fil de tungstène selon l'axe d'un cylindre de verre maintenu à température constante T_0 grâce à un liquide thermostatique. Le cylindre, préalablement dégazé sous vide, contient un gaz rare sous une pression voisine de 10^{-2} torr. Le libre parcours moyen proche des dimensions de l'enceinte, et la température constante du thermostat confèrent ainsi à toutes les molécules gazeuses incidentes la même énergie E_0 . Le filament constitue l'une des branches d'un pont de WHEATSTONE (dont il peut être isolé à volonté) et qui permet de mesurer sa résistance électrique à chaque instant.

Dans un premier temps on chauffe pendant une minute par effet Joule le conducteur (préalablement déconnecté du pont) à une température supérieure à 2 000 °C ceci afin d'évacuer les impuretés gazeuses adsorbées sur le fil ; c'est la période de « thermodésorption » dont la fin est représentée par le palier AB sur la figure 1 dans laquelle les variations de la résis-

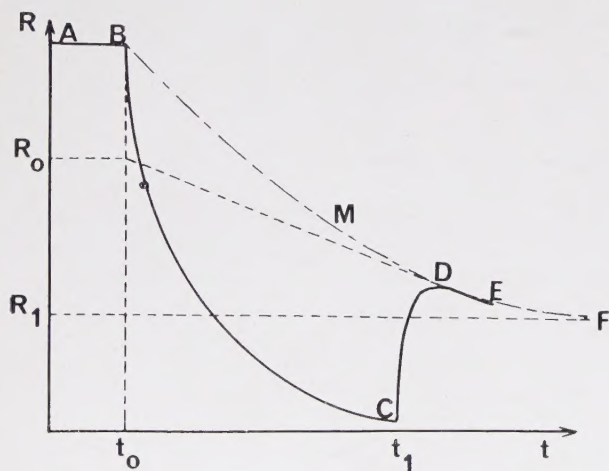


FIG. 1. — Méthode de ROBERTS. Variations de la résistance R du filament en fonction du temps t .

tance R du filament sont portées en fonction du temps t . Ensuite, dans une période de refroidissement qui débute au temps t_0 , on fait parcourir le conducteur par un courant juste suffisant à élever sa température de 0,5 °C au-dessus de celle du bain. On obtient une courbe BC d'allure exponentielle telle qu'à l'instant t_1 la variation de la résistance se trouve négligeable dans le temps ($t_1 - t_0 = 4$ minutes dans les expé-

riences de ROBERTS). On peut donc admettre que pour $t > t_1$, les effets thermiques de la première période ont disparu. On renouvelle alors le processus de la première phase, et, à l'instant $t = t_0$, on fait parcourir le conducteur par un courant constant, présélectionné, et tel que la température moyenne du fil soit de 20 à 30 °C supérieure à celle du bain thermostaté (période de chauffage). On obtient alors une courbe BMF dont la décroissance, note ROBERTS, se poursuit pendant très longtemps.

Il attribue la diminution de résistance au-delà du temps t_1 à une recontamination du fil par les impuretés gazeuses, ce qui modifie les échanges énergétiques gaz-solide. Une extrapolation linéaire de DE jusqu'à t_0 donne selon lui la valeur R_0 de la résistance du fil nu. Ou bien encore, il extrapole jusqu'à l'origine des temps la courbe des coefficients d'accommodation calculés d'après les points pris sur DE et obtient ainsi la valeur cherchée sur fil nu.

L'interprétation concernant la dérive de la résistance appelle deux remarques :

- Si la pression partielle des impuretés est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} torr (vide limite obtenu par ROBERTS), il est admis qu'une couche monomoléculaire s'adsorbe en moins de 1 seconde. Donc, au bout de 4 minutes, on peut supposer qu'il existe déjà un équilibre entre les molécules qui viennent s'adsorber et celles qui sont réémises dans le milieu gazeux. Leur influence sur l'équilibre thermique du fil devient alors difficilement explicable.

- BREMNER [8] a étudié l'influence du temps de déclenchement du chauffage entre t_0 et t_1 sur l'allure des courbes telles que CDE. Il est remarquable qu'il ait presque toujours atteint l'asymptote de chauffage par valeurs supérieures, avec apparition d'un maximum au point D. EGGLETON [9] a critiqué l'inertie thermique du montage expérimental de BREMNER, ne différant de celui de ROBERTS que par une tige de pyrex supportant le filament, mais il n'a émis aucune objection quant à l'existence même de cet extremum.

En tenant compte des remarques d'EGGLETON, nous avons étudié l'influence de la pression du gaz et de la nature du conducteur sur les remontées brutales de résistance qui, selon toute vraisemblance, devaient également se produire avec un appareil analogue à celui de ROBERTS.

2.2. Premier dispositif. Résultats.

Nous avons utilisé une enceinte à vide (fig. 2) constituée d'une pompe à palettes P_1 et de deux pompes à diffusion de vapeur de mercure en série P_2 et P_3 . Une jauge de MACLEOD M et une jauge à ionisation J permettaient l'exploration d'une zone de

pression de 10^{-1} à 10^{-7} torr. La cellule de mesure C pouvait être isolée du groupe de pompage et du ballon B de stockage de l'hélium par des vannes à mercure.

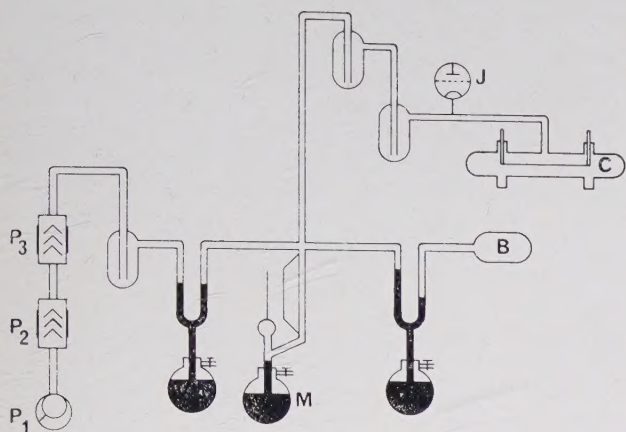


FIG. 2. — Premier dispositif d'expérimentation (la pression variant de 10^{-1} à 10^{-7} torr).

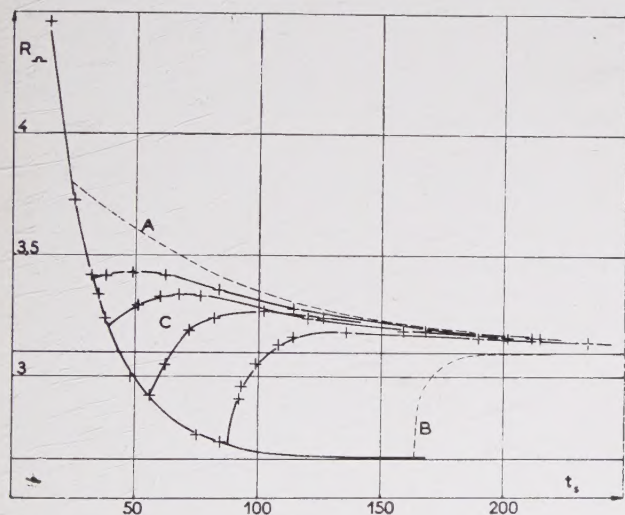


FIG. 3. — Variations de la résistance R d'un fil de platine en fonction du temps t avec le premier dispositif.

Nous avons appliqué des conditions opératoires analogues à celles de BREMNER, successivement à deux filaments, l'un de platine, l'autre de tungstène, de diamètre $1/10$ mm et de longueur 20 cm, reliés à deux amenées de courant en cuivre de 20 cm de long et 7 mm de diamètre. Le filament métallique traversé par un courant constant faisait partie d'un pont de WHEATSTONE déséquilibré dont la diagonale compor-

tait un millivoltmètre enregistreur KIPP préalablement étalonné.

Tous les résultats sont semblables à ceux de la figure 3 où on a représenté la variation de la résistance du fil de platine en fonction du temps pour la deuxième et la troisième période du processus expérimental de BREMNER. Les courbes du type C ont été obtenues sous 75.10^{-3} torr d'hélium, celles des types A et B à des pressions voisines.

Nous avons observé que :

- au-dessous et au-dessus d'une certaine valeur du temps t_1 le maximum disparaît complètement,
- il semble exister une zone optimale (10^{-1} , 10^{-3} torr) dans laquelle se manifestent ces extremums. En particulier, pour les pressions inférieures à 10^{-4} torr, les maximums deviennent pratiquement indiscernables,
- la dérive de la résistance pendant la période de chauffage reste faible mais se poursuit parfois 15 minutes et plus.

Les résultats sont comparables pour le platine et le tungstène.

2.3. Deuxième dispositif. Résultats.

Pour lever l'indétermination qui subsistait aux basses pressions, nous avons utilisé un groupe de pompage à ultra-haut-vide de marque Balzers. Il comporte (fig. 4) une pompe à palettes P_1 , deux pompes à diffusion de vapeur d'huile P_2 et P_3 et un piège à zéolithe Z. Les jauges de PIRANI J_1 et J_2 et à ionisation I_1 et I_2 constituent les appareils de mesure de vide. L'analyseur de gaz A permet de connaître la composition de l'atmosphère résiduelle, M_1 et M_2 sont des vannes à commande électromagnétique, V_1 , V_2 , R_1 et R_2 des vannes et robinets à vide à commande manuelle. La partie du schéma intérieure aux pointillés est étuvable à 420°C .

Pour l'étude présente, nous avons utilisé une cellule C dont la tête portait quatre amenées de courant de molybdène de diamètre 3 mm et de longueur 10 cm dont 8,5 à l'intérieur de la cellule. Deux filaments de tungstène de diamètre $1/10$ mm étaient disposés en série et soudés chacun à deux électrodes. Ce montage nous permettait d'avoir deux fils et leurs supports en série donc de rendre les phénomènes plus visibles.

Pour des durées de dégazage de 15 minutes, nous avons observé des courbes en tous points analogues à celles de la figure 3. On trouve un exemple dans la figure 5 où la variation de la résistance (75 divi-

sions = 0,19 ohm) est représentée en fonction du temps à une échelle très agrandie.

Une autre série de manipulations effectuée en refroidissant la partie des électrodes extérieure à la tête de cellule par une circulation d'eau thermostatée, nous a permis d'observer une diminution sensible de l'am-

2.4. Conclusion.

L'apparition des extremums sous une pression telle que la conduction moléculaire γ est négligeable devant le rayonnement nous a montré que les décroissances observées n'étaient pas la conséquence directe de l'accommodation thermique. L'ensemble de nos résultats nous a conduit à penser que l'allure des courbes obtenues par ROBERTS pouvait en grande partie être attribuée à l'inertie thermique prépondérante des électrodes. Elles doivent en effet à la fois se refroidir et recevoir le flux de chaleur cédé par le filament lors de la période de chauffage, phénomènes qui agissent en sens contraires l'un de l'autre et donnent naissance à la décroissance DE de la figure 1.

3. ÉTUDE THÉORIQUE DE L'ÉQUILIBRE THERMIQUE D'UN FIL SOUMIS AUX CONDITIONS OPÉRATOIRES DE BREMNER.

Pour confirmer nos conclusions expérimentales, nous avons voulu traiter de façon théorique le comportement thermique d'un filament soumis aux conditions opératoires que nous avons suivies.

3.1. Cas du conducteur dont les extrémités restent à température constante T_0 .

Le bilan thermique instantané d'un élément de fil qui est chauffé par effet Joule et qui rayonne en demeurant en contact avec un gaz, s'exprime par la relation :

$$(3) \quad s\lambda \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - ph [T(x, t) - T_0] - p\sigma\varepsilon(T) [T^4(x, t) - T_0^4] + \frac{\rho(T) I^2}{s} - s\mu c \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = 0,$$

où

x est l'abscisse le long du conducteur et t le temps, $T(x, t)$ est la température absolue au point x , à l'instant t ,

I l'intensité du courant continu qui parcourt le conducteur,

$s, p, \mu, c, \lambda, \varepsilon(T), \rho(T)$ respectivement l'aire de la section droite, son périmètre, la masse volumique, la chaleur spécifique, la conductibilité thermique, l'émissivité et la résistivité du filament,

σ la constante de Stefan,

h le coefficient de transfert métal-gaz.

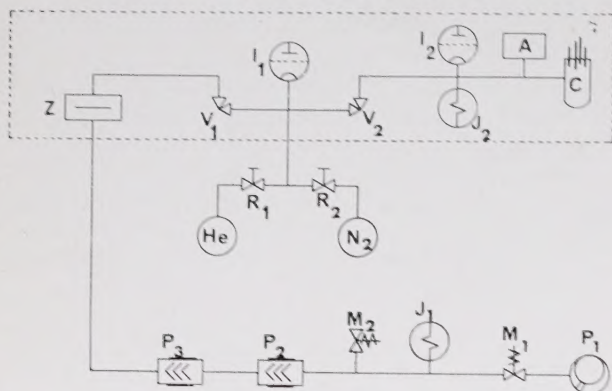


FIG. 4. — Deuxième dispositif d'expérimentation (pression $< 10^{-7}$ torr).

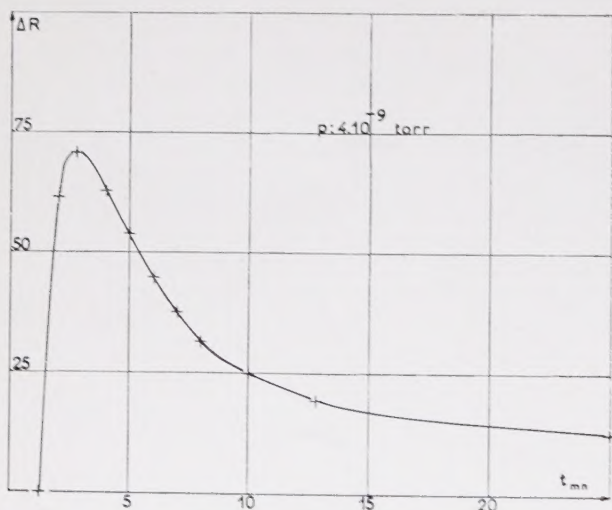


FIG. 5. — Variations de la résistance R d'un fil de tungstène en fonction du temps t avec le deuxième dispositif.

plitude des extremums, bien que le temps au bout duquel ils apparaissent reste pratiquement constant : on peut concevoir que seule la partie des supports intérieure à l'ampoule impose à l'ensemble le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique, et non le fil dont l'inertie est plus faible.

Nous avons supposé une température constante $T = T_0$ aux extrémités du fil, une variation linéaire pour l'émissivité et parabolique pour la résistivité en fonction de la température, enfin des sections droites isothermes dans le conducteur.

La relation (3), équation aux dérivées partielles comportant un polynôme du cinquième degré en T , a été étudiée de manière approchée par la méthode des différences finies [10] sur un ordinateur électronique. Pour chaque répartition de température obtenue le long du conducteur à un instant donné, nous avons calculé la température moyenne et étudié son évolution dans le temps lorsque le fil est soumis aux conditions opératoires de la méthode de BREMNER.

Le calcul effectué dans le cas d'un fil de platine a montré que les courbes de chauffage sont toutes monotones soit croissantes soit décroissantes. En outre, à un même instant un point pris sur la courbe de refroidissement est d'autant plus près de son asymptote que celle-ci correspond à une température plus élevée. Par conséquent si les expériences avaient été effectuées avec des bornes parfaitement refroidies, on n'aurait pas dû observer de décroissance telle que DE (fig. 1) au-delà du temps t_1 .

Des calculs plus précis, accompagnés d'hypothèses supplémentaires, ont été effectués par la suite [11]. Ils ont confirmé l'absence des maximums que nous avions observé soit en rayonnement pur, soit en régime de conduction moléculaire.

3.2. Cas du filament dont les extrémités sont à température variable.

Nous avons tenté, à l'aide d'hypothèses très simples, de retrouver l'allure des courbes obtenues expérimentalement. Dans ce but, nous avons utilisé l'équation (3) à la fois pour le fil et pour l'électrode tout en supposant une valeur de résistivité électrique constante dans le conducteur et nulle dans le support. De plus, le terme $p\epsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ se rapportant au rayonnement thermique dans la relation (3) a été supprimé et nous avons adopté pour la conduction moléculaire et le rayonnement une valeur globale h constante avec la température.

Nous avons également supposé que les sections droites étaient isothermes. A la jonction électrode-filament, nous avons admis une égalité des températures et une conservation du flux de chaleur. Enfin, nous avons utilisé des conditions aux limites du type Fourier aux extrémités des électrodes ; comme la valeur du coefficient de transfert h_0 en ces points nous était inconnue, nous avons fait successivement les calculs avec une valeur nulle (supports parfaitement isolés thermiquement) et infinie (extrémités parfaitement refroidies). La longueur des électrodes

était variable (8 ou 4 ou 1 cm). Nous avons étudié le cas du cuivre et du molybdène.

Ainsi, sur la figure 6, nous avons représenté les résultats des calculs concernant la variation de température moyenne d'un filament de tungstène avec le temps dans le cas d'une électrode de cuivre de longueur 8 cm et dont le coefficient h_0 de transfert à l'extrémité est infini. L'analogie avec la courbe expé-

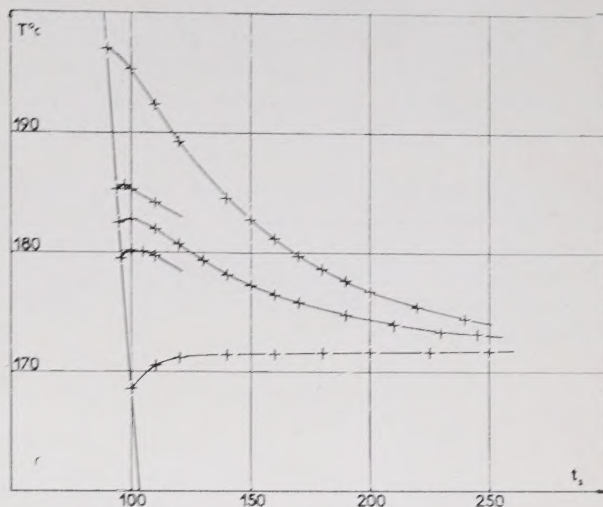


FIG. 6. — Variations de la température moyenne d'un filament de tungstène avec le temps. Résultats des calculs.

riementale (fig. 3) est frappante : on remarque l'existence d'un extremum seulement pour certains temps de déclenchement du chauffage, alors que pour les autres valeurs de t_1 , les courbes sont monotones soit croissantes, soit décroissantes. L'examen des résultats du calcul nous a fait remarquer que les maximums étaient légèrement plus accusés soit lorsque la longueur de la tige dans l'ampoule était plus grande soit pour une valeur plus faible de h_0 .

4. CONCLUSION.

Les résultats obtenus du point de vue tant expérimental que théorique conduisent à penser que la décroissance DE sur la figure 1 est due à un effet thermique parasite des supports du fil : lorsque ceux-ci sont efficacement refroidis, les courbes $R(t)$ obtenues doivent être au-delà de t_1 monotones soit croissantes, soit décroissantes et tendre vers la même asymptote R_1 de la figure 1. En fait, une thermostatisation parfaite des électrodes semble difficile à réaliser sous toutes les pressions comme l'a montré une série d'expériences non décrites ici.

En résumé, nous pensons que les résultats de la mesure des coefficients d'accommodation sur métal nu par la méthode du fil chaud peuvent être considérablement faussés par l'inertie thermique du montage, due principalement aux supports du fil.

Compte tenu des remarques auxquelles nous a conduit cette étude préliminaire, nous avons adapté la technique opératoire de ROBERTS à un appareillage de faible inertie thermique et obtenu des résultats concernant l'accommodation sur tungstène, de l'hélium additionné d'un taux variable d'impuretés. Cependant, les conclusions de cette étude ont une portée plus générale puisque de nombreux appareils utilisés couramment fonctionnent sur le principe du fil chaud.

Cet article représente une partie du travail effectué sous l'égide du C.N.R.S., enregistré à son Centre de Documentation sous le n° A. O. 1114 (*à paraître*), et qui sera présenté en 1966 devant la Faculté des Sciences de Nancy en vue de l'obtention du Doctorat d'État ès Sciences Physiques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ROBERTS (J. K.), *Proc. Roy. Soc.*, A **129**, 146, 1930.
 - [2] MANN (W. B.), *Proc. Roy. Soc.*, A **146**, 776, 1934.
 - [3] ROLF (P.), *Phys. Rev.*, **65**, 185, 1944.
 - [4] THOMAS (L. B.) et SCHOFIELD (E. B.), *J. Chem. Phys.*, **23**, 861, 1955.
 - [5] WACHMAN (H. Y.), *Ph. D. Thesis*, University of Missouri, 1957.
 - [6] SILVERNAIL (W. L.), *University Microfilms*, Ann. Arbor, Mich., Publ. n° 10132, 1954.
 - [7] ZACHARJIN (G.) et SPIVAK (G.), *Phys. Zeit. der Sowjetunion*, **10**, 495, 1939.
 - [8] BREMNER (J. G. M.), *Proc. Roy. Soc.*, A **201**, 305, 1950.
 - [9] EGGLETON (A. E. J.), TOMPKINS (F. C.), WANFORD (D. W. B.), *Proc. Roy. Soc.*, A **213**, 266, 1952.
 - [10] LEGRAS (J.), *Technique de résolution des équations aux dérivées partielles*, Dunod, Paris 1956.
 - [11] PAULMIER (D.), TRICHET (B.), GOSSE (J.), *C. R. Acad. Sc.*, Paris, **261**, 3532, 1965.
-

